



TITLE:

乱流ダイナモ理論の銀河への応用 (流れの安定性と乱流統計)

AUTHOR(S):

横井, 喜充

CITATION:

横井, 喜充. 乱流ダイナモ理論の銀河への応用(流れの安定性と乱流統計). 数理解析研究所講究録 1995, 921: 188-195

ISSUE DATE:

1995-08

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/59725>

RIGHT:

乱流ダイナモ理論の銀河への応用

東大生産研 横井喜充 (Nobumitsu YOKOI)

1. はじめに

我々の銀河系(Milky Way)および系外銀河の磁場はそのトロイダル磁場が直接観測可能である点で地球や太陽の磁場と異なり、乱流ダイナモ理論の検証舞台を提供する。磁場中を運動する高速電子のシンクロトロン放射強度から磁場のトータルの強さがわかり、放射電磁波のファラデー回転の回転測度(Rotation Measure: RM)を測ることで平均磁場の大きさと向きがわかる。観測技術の進歩に伴って銀河面内のトロイダル磁場の配位が明らかになってきたが、多くの銀河で軸対称渦巻き状(Axisymmetric Spiral : ASS)よりもむしろ片方の腕に沿って銀河中心に向かい別の腕に沿って外に出ていく二対称渦巻き状(Bisymmetric Spiral : BSS)磁場配位が観測されたことは大きな驚きであった¹⁾。従来からこのBSS磁場配位を乱流場の力学ヘリシティ効果に基づくアルファ・ダイナモによって説明する試みが行われてきた^{2,3)}。一方、プラズマが平均の回転運動をも

つ場合にはアルファ・ダイナモに代わって乱流場の速度／磁場相関であるクロス・ヘリシティの効果に基づくダイナモ機構が重要となる可能性が示唆されている^{4,5)}。ここではダイナモ理論の検証舞台となる銀河の磁場に新しいダイナモ機構をあてはめてどのようなことが言えるかを見ていく。

2. クロス・ヘリシティ・ダイナモ

平均磁場の誘導方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B} + \mathbf{E}_M) + \lambda \Delta \mathbf{B} \quad (1)$$

で与えられる。ここに \mathbf{B} はアルヴェーン単位で表した平均磁場、 \mathbf{U} は平均速度、 λ は磁気拡散率である。また $\mathbf{E}_M \langle \equiv \mathbf{u}' \times \mathbf{b}' \rangle$ (\mathbf{u}' : ゆらぎ速度、 \mathbf{b}' : ゆらぎ磁場)は乱流起電力でその表式は \mathbf{J} を平均電流密度、 $\mathbf{\Omega}$ を平均渦度として

アルファ・ダイナモ

$$\mathbf{E}_M = \overbrace{\alpha \mathbf{B} - \beta \mathbf{J} + \gamma \mathbf{\Omega}} \quad (2)$$

クロス・ヘリシティ・ダイナモ

で表される⁴⁾。比例係数は乱流場の統計的な性質で決まり、

$$\alpha \quad \Leftarrow \quad H \equiv \langle \mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}' - \mathbf{b}' \cdot \mathbf{j}' \rangle, \quad (3a)$$

$$\beta \quad \Leftarrow \quad K \equiv \langle \mathbf{u}'^2 + \mathbf{b}'^2 \rangle / 2, \quad (3b)$$

$$\gamma \quad \Leftarrow \quad W \equiv \langle \mathbf{u}' \cdot \mathbf{b}' \rangle \quad (3c)$$

のように、乱流残留ヘリシティ H 、乱流MHDエネルギー K 、乱流クロス・ヘリシティ W で表される($\boldsymbol{\omega}'$: ゆらぎ渦度、 \mathbf{j}' : ゆ

らぎ電流密度)。

よく知られているアルファ・ダイナモでは乱流場に力学ヘリシテイ $\langle \mathbf{u}' \cdot \boldsymbol{\omega}' \rangle$ が存在すると磁場と平行な電流密度という配位が誘起される(図1[a])。これに対して、クロス・ヘリシテイ・ダイナモでは乱流場にクロス・ヘリシテイ $\langle \mathbf{u}' \cdot \mathbf{b}' \rangle$ が存在すると渦度と平行な電流密度という配位が誘起される点に特徴がある(図1[b])。

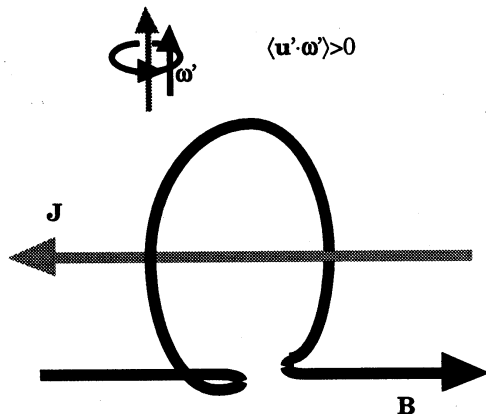


図1(a) アルファ・ダイナモ

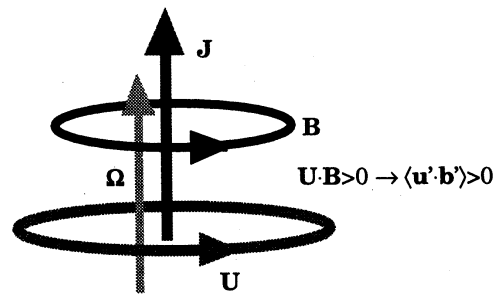


図1(b) クロス・ヘリシテイ・ダイナモ

数値実験の結果は、乱流起電力の乱流磁気拡散とバランスするのはアルファ効果よりもむしろクロス・ヘリシテイ効果であることを示唆している⁶⁾。そこで本研究では簡単のためアルファ効果を見捨ててクロス・ヘリシテイ効果のみを考えることにする。

ダイナモ定常解

磁場の誘導方程式(1)に乱流起電力の表式(2)を代入すると

$$\mathbf{B} = \frac{\gamma}{\beta} \mathbf{U} = C \frac{W}{K} \mathbf{U} \quad (4)$$

($C \equiv C_\gamma / C_\beta = 0.71$)が平均磁場の定常解となる⁷⁾。ここで

$$\alpha = C_\alpha \frac{K}{\varepsilon} H, \quad \beta = C_\beta \frac{K}{\varepsilon} K, \quad \gamma = C_\gamma \frac{K}{\varepsilon} W \quad (5)$$

($C_\alpha=0.0014$, $C_\beta=0.055$, $C_\gamma=0.039$)⁶⁾というモデル化を用いている。解(4)の特徴は第1に磁場が速度場に揃っていること。第2にその磁場が速度場に対して平行か反平行かは乱流場のクロス・ヘリシティの符号によることである。クロス・ヘリシティは擬スカラー量であり座標系の反転に対してその符号を変え、鏡映対称な系では統計的にゼロとなる。最も単純なクロス・ヘリシティの分布はたとえば銀河赤道面($z=0$)をはさんで

$$\begin{cases} W > 0 & (z > 0) \\ W < 0 & (z < 0) \end{cases} \quad (6)$$

で与えられるであろう。このとき(4)式から北半球では速度場に平行、南半球では速度場に反平行な磁場がえられる。

3. 銀河磁場

銀河回転と磁場の強さ

アルヴェーン単位で書かれた磁場を本来の単位で表すと

$$\mathbf{B}^* = (\mu\rho)^{1/2} \mathbf{B} = C(\mu\rho)^{1/2} \frac{W}{K} \mathbf{U} \quad (7)$$

となる。いくつかの銀河について、平均の回転速度 U_t やプラズマ密度 ρ の観測値から $C(\mu\rho)^{1/2} U_t$ を横軸に、観測されているトロイダル磁場の強さ B_t^* を縦軸にプロットしたものが図2である(o: トータル磁場、•: 平均磁場)。

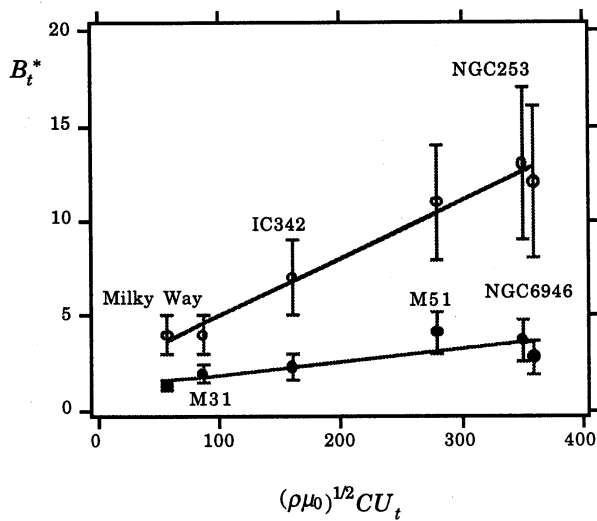


図2 さまざまな銀河の磁場と回転速度

この図から速度に比例する磁場の表式(7)がよい精度で成り立っていることがわかる。またグラフの直線の傾きは無次元量 W/K の値を与える。トータル磁場に関するプロット

から $W/K=0.03$ 程度であることが読み取れる。

銀河中心の縦磁場

銀河中心では銀河面に垂直に双極ジェット

$$\begin{cases} U_p > 0 & (z > 0) \\ U_p < 0 & (z < 0) \end{cases} \quad (8)$$

が存在すると考えられ、また強いダイポール型の磁場が観測されている⁸⁾。(7)式にジェットの速さ $U_p=10^2\text{km/s}$ 、銀河中心での密度 $\rho=10^{-22}\text{g/cm}^3$ を代入すると縦磁場の強さは

$$B_p^* = C(\mu\rho)^{1/2} \frac{W}{K} U_p = 10^2 \mu\text{G} \quad (9)$$

となり、実際に観測される銀河中心の縦磁場の強さと一致する。またクロス・ヘリシティ W の符号は銀河赤道面を境に変わるから、たとえば(6)式のクロス・ヘリシティ分布の場合、全ての z に対し $B_p > 0$ となりダイポール型の磁場を与える。

銀河面内の磁場配位

観測によれば、銀河の星間ガスは約 200km/s の速さで銀河中

心の周りを回転するとともに径方向と接線方向に約10~20km/sの振動的運動をしている。渦状腕(spiral arm)を形成するガスの運動と分布は密度波理論⁹⁾によって比較的よく再現できる。もしガスの分布および運動が赤道面をはさんで完全に対称であったとすると(4)式から得られる磁場の RM への寄与は北半球と南半球で打ち消し合って観測から得られる平均磁場はゼロになってしまう。しかし実際のガスの分布および運動は銀河赤道面をはさんで対称ではなく、銀河の波打ち(corrugation)^{10, 11)}、歪み(warp)^{12, 13)}、パーカー不安定性での非対称ガス分布¹⁴⁾など、さまざまな対称性の破れが知られている。ここでは最も簡単な非対称性から容易にBSS磁場配位が得られることを示す。以下では銀河面内の2次元運動を考える。平均密度 ρ_M が一様部分 ρ_0 とそこからのずれである振動的な部分 ρ_1 からなり、それらが密度波理論に類似な形をもつとする；

$$\rho_M = \rho_0 + \rho_1 = \rho_0 + \rho_c \cos(m\theta - qr + \delta_0). \quad (10)$$

ここに m と q はそれぞれ接線方向と動径方向のモード数、また δ_0 は位相定数である。 ρ_c は振動部分の振幅で観測から ρ_0 の10%程度を考える。平均速度場も一定のトロイダル回転 \mathbf{U}_0 に加えて振動的な速度 \mathbf{U}_1 を動径方向と接線方向にもつ；

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 + \mathbf{U}_1. \quad (11)$$

非圧縮の枠組みでは流れ関数は密度場と独立でなく、動径方

向と接線方向の振動する平均速度は

$$U_1^r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} = \frac{U_c}{r} \cos(m\theta - qr + \delta_0), \quad (12)$$

$$U_1^\theta = -\frac{\partial \psi_1}{\partial r} = \frac{k}{m} U_c \cos(m\theta - qr + \delta_0) \quad (13)$$

で与えられる。ここで、銀河赤道面をはさんでの非対称性を赤道面の上下でずれた位相定数 δ_0 :

$$\delta_0 = \begin{cases} 0 & (z > 0) \\ \pi & (z < 0) \end{cases} \quad (14)$$

で表す。この反対称な位相(14)を(10)、(12)、(13)式に代

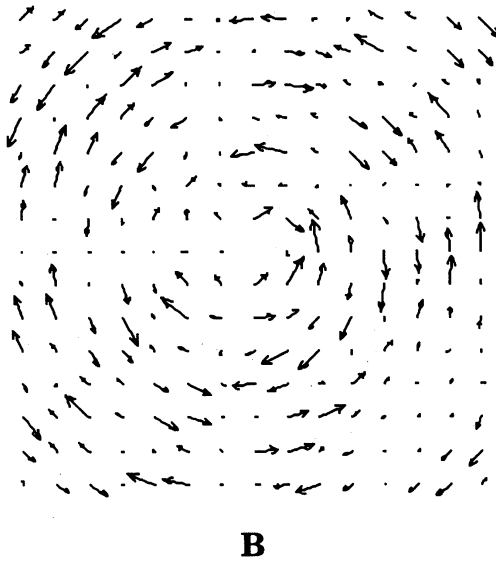


図3 重ね合わせた平均磁場

入して(7)式から銀河赤道面の上下でそれぞれ磁場を求める。それらを重ね合わせた磁場が図3である。片方の腕に沿って中心方向へ入り、もう一方の腕に沿って外へ出ていくBSS型の磁場配位が再現されている。

4. まとめ

銀河の磁場はトロイダル磁場が観測できる数少ない現象の一つである。その銀河の磁場に非圧縮のMHD方程式の解析から得られた結果が適用された。速度場と密度場はなるべく観測

に近いものを与えた。速度場にそろうた磁場を生成するクロス・ヘリシティの効果として、観測されている各銀河磁場の強さと中心領域での強い縦磁場が説明された。銀河赤道面をはさんでの非対称性を導入することでクロス・ヘリシティ・ダイナモを用いて銀河の代表的磁場配位であるBSS磁場を再現できることが示された。

参考文献

- 1) Sofue, Y., Fujimoto, M., & Wielebinski, R. 1986, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24**, 459
- 2) Fujimoto, M., & Sawa, T. 1987, *Publ. Astron. Soc. Japan* **39**, 375
- 3) Ruzmaikin, A. A., Shukurov, A. M., & Sokoloff, D. D. 1988, *Magnetic Fields of Galaxies* (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers)
- 4) Yoshizawa, A. 1990, *Phys. Fluids B* **2**, 1589
- 5) ———. 1991, *Phys. Fluids B* **3**, 2723
- 6) Hamba, F., 1992, *Phys. Fluids A* **4**, 441
- 7) Yoshizawa, A., & Yokoi, N. 1993, *Astrophys. J.* **407**, 540
- 8) Sofue, Y., Reich, W., Inoue, M., & Seiradakis, J. H. 1987, *Publ. Astron. Soc. Japan* **39**, 9
- 9) Lin, C. C., & Shu, F. 1964 *Astrophys. J.* **140**, 646
- 10) Weaver, H., & Williams, D. R. W. 1974, *Astron. & Astrophys. Suppl.* **17**, 1
- 11) Varsavsky, C. M., & Quiroga, R. J. 1970, in *The Spiral Structure of Our Galaxy*, I.A.U. Symp. No. **38**, eds. W. Beckers & G. Contopoulos (Dordrecht: D. Reidel)
- 12) Kruit, P. C. van der 1979, *Astron. & Astrophys. Suppl.* **38**, 15
- 13) Toomre, A. 1983, in *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies*, I.A.U. Symp. No. **100**, ed. E. Athanassoula (Dordrecht: D. Reidel)
- 14) Matsumoto, R., Horiuchi, T., Shibata, K., & Hanawa, T. 1988, *Publ. Astron. Soc. Japan* **40**,